

УДК 532.57; 533.08

## ПРЯМЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ГИПЕРЗВУКОВОГО ПОТОКА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО ТРАССИРОВАНИЯ

В.Н. РЫЧКОВ, М.Е. ТОПЧИЯН

*Институт гидродинамики СО РАН, Новосибирск  
Новосибирский государственный университет*

В связи с разработкой метода прямого измерения скорости гиперзвукового потока оценивается точность восстановления параметров течения по скорости, числу Маха и давлению торможения за прямым скачком. Приведен пример конкретной реализации в гиперзвуковом эксперименте усовершенствованного авторами метода электроразрядного трассирования, в котором достигнута высокая точность измерения скорости, позволяющая определить потери тепла при прохождении газа по тракту газодинамической установки.

Реализованный метод дает возможность по результатам одного эксперимента построить поле скоростей.

### ВВЕДЕНИЕ

Традиционно применяемые в аэродинамическом эксперименте методы определения параметров потока путем измерения статического давления  $p$  и давления торможения за прямым скачком  $p'_0$  с помощью трубок Пито плохо “работают” при переходе к гиперзвуковому диапазону скоростей. В области больших чисел Маха ( $M$ ) первое из них при отношении удельных теплоемкостей  $\gamma = 1,4$  уменьшается практически пропорционально  $1/M^7$ , а второе как  $1/M^5$ . По измерениям  $p'_0$  и  $p$  обычно определяется и само число Маха, которое входит практически во все формулы, связывающие параметры потока [1]. Трудности, возникающие при измерении низких давлений, особенно в импульсных трубах, приводят к резкому снижению точности измерений вплоть до полной непригодности этих методов.

Ситуация еще более осложняется, когда приходится иметь дело с эффектами реального газа, которые могут быть, с одной стороны, связаны с изменением химического состава и релаксацией внутренних степеней свободы молекул при истечении из форкамеры с высокой температурой, с другой — с влиянием высокой плотности рабочего газа при использовании в форкамере высоких и сверхвысоких давлений. Определение параметров существенно осложняется также в условиях заметного нарушения адиабатичности течения, поскольку использование уравнений сохранения энтропии и полной энтальпии оказывается невозможным.

Выход из создавшегося положения состоит в переходе к прямому измерению чисел  $M$  и скорости течения ( $u_\infty$ ). В этом случае, зная относительно легко измеряемые параметры газа в форкамере и значение  $p'_0$ , можно лучше, чем традиционными методами, восстановить остальные характеристики потока и даже определить степень неадиабатичности (т. е. установить потери тепла при прохождении газа по тракту аэродинамической установки).

Действительно, рассмотрим формулы, связывающие значения  $u_\infty$ ,  $M$  и  $p'_0$  с

остальными аэро- и термодинамическими характеристиками течения. Энтальпия торможения  $H_3^0$  в точке измерения скорости потока определяется из соотношения

$$H_3^0 = \left( 1 + \frac{2}{(\gamma - 1)M^2} \right) \frac{u_3^2}{2}. \quad (1)$$

При  $M \sim 10$  и выше относительная ошибка измерения энтальпии

$$\frac{\Delta H_3^0}{H_3^0} = 2 \frac{\Delta u_3}{u_3} + \frac{4\Delta M}{(\gamma - 1)M^3}. \quad (2)$$

Практически погрешность измерения скорости методом электроразрядного тросирования (см. далее) составляет  $\pm 0,2 - 0,3$  %. Оптическими методами (например, тепловские или интерферометрические фотографии) числа Маха могут измеряться по углам наклона слабых ударных волн с точностью около 0,7%. Легко видеть, что для воздуха при  $M \sim 10$  и  $\gamma = 1,4$  вклад члена с  $\Delta M/M^3$  составляет примерно 0,07 %. Заметим, что обе эти ошибки могут быть, по-видимому, заметно уменьшены применением специальных методов обработки изображений на ЭВМ. Поэтому погрешность, вносимая неточностью измерения  $M$ , невелика и убывает с его ростом. Следовательно, ошибка измерения полной энтальпии определяется в основном первым слагаемым и может составлять в целом от 0,4 до 0,7 %, что при высоких параметрах в форкамере заметно меньше погрешности существующих термодинамических данных ( $\leq 2$  %) [2, 3].

При  $M \geq 10$  поток газа обладает низкой плотностью и статической температурой, в силу чего в этой области можно пренебречь эффектами реального газа и считать газ совершенным, а величину  $\gamma$  — равной ее значению при “замороженных” колебательных степенях свободы (конечно, если газ не был в форкамере доведен до состояния, при котором начинается диссоциация).

Статическая температура потока  $T$  в импульсном режиме экспериментально определяется неточно и с большими трудностями. Поэтому ее обычно восстанавливают по измерениям давления и плотности с использованием уравнения состояния или по скорости звука, которую определяют, измеряя скорость распространения малых возмущений. Оба метода тоже довольно громоздки, неточны и сложны в осуществлении [1]. С другой стороны, знание скорости потока позволяет для косвенных измерений  $T$  использовать три разные зависимости:

$$\begin{aligned} \text{а) } T &= \frac{2H_3^0 - u_3^0}{2C_p}, \quad \text{б) } T = \frac{u_3^2 p}{\gamma \beta R p'_0}, \quad \text{где } \beta = \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\gamma + 1/\gamma - 1} (\gamma)^{1/\gamma - 1} = 0,7767, \\ \text{в) } T &= \frac{u_3^2}{\gamma M^2 R}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь и далее  $C_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $R$  — газовая постоянная.

Абсолютная погрешность, которую дает формула 3, а, практически равна удвоенной абсолютной погрешности измерения скорости. Однако в числителе формулы стоит разность двух близких больших величин, поэтому, как показывают оценки, относительная погрешность вычисления температуры по этой формуле примерно на два порядка больше и может составлять 20 – 40 %.

В формулу 3, б входят три измеряемые величины:  $u_3$ ,  $p$  и  $p'_0$ . Вторая из них в импульсном режиме при больших числах  $M$  дает основной вклад и из-за малости значений  $p$  обычно измеряется с точностью около 10 %. Ошибка измерения  $p'_0$  обычно составляет 0,5 – 1 %. Вместе с ошибками измерения скорости это приводит к величине  $\Delta T/T \approx 12$  %.

В формулу 3, в входят две экспериментально измеряемые величины ( $u_3$  и  $M$ ). В этом случае имеется возможность получить точность восстановления статической температуры около 2 %. Применение специальной методики обработки фотографий на ЭВМ может позволить существенно повысить точность измерения скорости и чисел  $M$  и, следовательно, точность восстановления статической температуры.

С помощью формулы  $a = u/M$  с погрешностью  $\sim 1\%$  определяется скорость звука, плохо измеряемая величина  $p$  успешно вычисляется по измерениям  $p'_0$  и  $M$  с помощью известной формулы Релея [1]:

$$p = \frac{\left( \frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{1/(\gamma-1)}}{\left( \frac{\gamma+1}{2} M^2 \right)^{\gamma/(\gamma-1)}} p'_0,$$

а плотность из соотношения

$$\rho = \frac{\gamma \beta p'_0}{u_3^2} \left( 1 - \frac{2}{\gamma M^2} \right). \quad (4)$$

Точность восстановления плотности в этом случае будет близкой к ошибке измерения  $p'_0$ , что гораздо выше, чем при традиционном способе (через измерение статического давления). Как видим, прямые измерения скорости потока позволяют существенно улучшить точность определения трудно измеряемых параметров.

#### МЕТОД ЭЛЕКТРОРАЗЯДНОГО ТРАССИРОВАНИЯ

*Конкурирующие методы.* До настоящего времени на аэродинамических стендах (в том числе импульсных) основным источником получения информации о скорости гиперзвукового течения является трубка Пито. Имеется много публикаций о возможности применения лазерной анемометрии, однако отсутствуют примеры практической реализации этого метода для скоростей порядка 1000 м/с и более. Это связано с “уходом” частот доплеровского сдвига из области, “обслуживаемой” электроникой, в оптический диапазон, требующий создания быстродействующих систем сканирования спектра с высоким спектральным разрешением (типа интерферометра Фабри — Перо). Авторам настоящей работы около 10 лет назад удалось создать такую систему с временем сканирования  $10^{-4}$  с, однако трудности, связанные с переводом работающего в синем диапазоне лазера ЛГ-70 в необходимый для нормальной работы одночастотный режим, преодолеть не удалось. Применение методов термоанемометрии в гиперзвуковых потоках невозможно из-за высокой температуры торможения и тенденции к повышению скоростных напоров в современных аэродинамических трубах.

Упомянутые методы дают локальную информацию о течении, поэтому при исследовании поля скоростей в импульсных трубках приходится проводить многократные измерения, а при работе на длительных режимах необходимо менять положение измеряющего устройства относительно потока. В обоих случаях увеличиваются систематические ошибки измерения.

Для измерения скоростей используется и метод трассирования потока частицами, вводимыми в поток самыми различными способами. Здесь также возникают трудности с регистрацией движения частиц, а при резких изменениях скоростей (например, в ударных волнах) имеет место противоречие между требованием малых размеров частиц и возможностью их локализации оптической системой [1, 4].

*Физические основы.* Особое место занимает метод электроискрового трассирования (ЭИТ) (см., например, [6]), основанный на использовании высоковольтных разрядов с высокой частотой повторения, высвечивающих несколько положений одного и того же столба ионизованного газа, переносимого потоком. До тех пор, пока к промежутку приложено напряжение, по плазменному шнуру течет ток и происходит интенсивное излучение света. Если напряжение снять, то в течение 0,25 – 1 мкс свечение прекращается и начинается процесс восстановления электрической прочности промежутка. Сначала этот процесс идет относительно быстро и в основном за счет деионизации (примерно на 60 % за 0,1 – 0,2 мс). В последующие 5 – 6 мс электрическая прочность восстанавливается полностью за счет охлаждения [6, 7]. Таким образом, для измерения скорости необходимо повторять пробы через промежутки времени не более 5 мс.

Изображения изменяющего положение и форму плазменного шнура фиксируются на один кадр неподвижной пленки. Зная интервал времени между разрядами и измеряя расстояние между треками, можно построить поле скоростей потока.

Преимуществами метода ЭИТ являются безынерционность частиц (молекул, ионов), несущих информацию о скорости, высокая светосила метода (фотографируется не рассеянное излучение, а самосветящийся объект), возможность легко и с большой точностью задавать интервалы времени между искровыми пробоями. При измерениях в пограничном слое этот метод позволяет регистрировать сразу весь профиль скоростей, что недоступно, например, лазер-доплеровской анемометрии. Указанные преимущества особенно заметны при диагностике потоков, создаваемых импульсными установками.

На точность измерения скорости методом ЭИТ влияет ряд факторов. Первый из них — расширение разрядного шнура. Повторные разрядные траектории могут проходить по разным частицам внутри релаксирующего плазменного столба. На систематический сдвиг, обусловленный смещением частиц потоком (полезная информация), накладываются случайные отклонения (шум), которые растут с увеличением электрической прочности промежутка. Поскольку трек расширяется, следующий пробой пройдет, скорее всего, по кратчайшему пути, т. е. по вогнутой стороне трека. Эта ошибка возрастает с каждым последующим пробоем. Существенное влияние оказывает и плотность потока: чем она выше, тем более яркие и четкие треки удастся получить, поэтому метод особенно перспективен для исследования течений газа с повышенной плотностью.

Некоторую ошибку вносит время задержки искрового пробоя после подачи импульса высокого напряжения. Оно зависит от произведения плотности газа на длину промежутка  $\rho L$ , состава газа и напряженности поля  $E$ . Например, для азота при  $L \approx 30$  мм, давлении 1 – 30 кПа и  $E \sim 150 - 600$  В/мм время задержки составляет 1 – 7 нс [8]. С увеличением напряженности поля время задержки уменьшается.

Для успешной фоторегистрации процесса необходимо обеспечить достаточную удельную энергию светового импульса  $w$ . Эта энергия зависит от приложенного напряжения  $U$ , времени действия импульса  $\tau_{\text{и}}$ , длины промежутка  $L$  и полного сопротивления всей разрядной цепи  $Z$ :  $w \sim U^2 \tau_{\text{и}} / ZL$ . Поскольку увеличение  $\tau_{\text{и}}$  нежелательно, а значение  $L$  определено условиями эксперимента, необходимо увеличивать  $U$  и принимать меры к уменьшению индуктивности и сопротивления разрядной цепи. Обычно время экспонирования одного искрового пробоя порядка  $\tau_{\text{и}}$  и составляло в наших условиях 0,25 – 1 мкс.

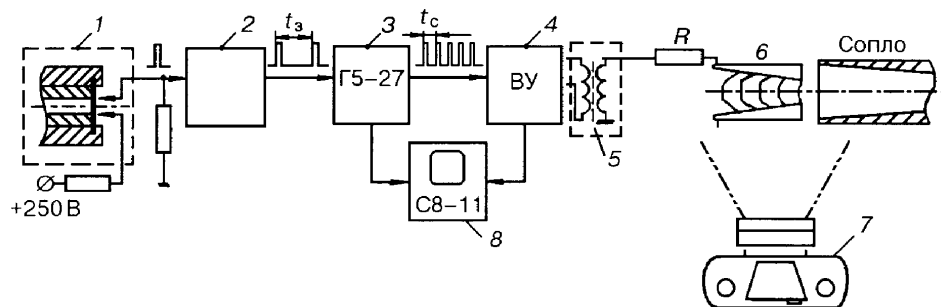


Рис. 1. Блок-схема измерения скорости.

*Практическая реализация.* Для получения необходимого пакета высоковольтных импульсов с изменяемыми частотой следования, длительностью и амплитудой, синхронизированного с работой импульсного источника газа, был разработан специальный измерительный комплекс, блок-схема которого приведена на рис. 1. Здесь 1 — устройство синхронизации запуска, 2 — блок задержки (0 – 200 мс), 3 — генератор импульсов (модернизированный прибор Г5-27), позволяющий получать пакеты с заданным числом импульсов  $n \geq 2$ . Частота следования и длительность импульсов определялись внутренним тактовым термостабилизированным кварцевым генератором с относительной погрешностью частоты не хуже  $3 \cdot 10^{-5}$ , дискретная установка позволяла регулировать период и длительность импульсов от 1 мкс до 1 мс с шагом 1 мкс и от 0,1 мкс до 11 мкс с шагом 0,1 мкс соответственно.

Амплитуда импульсов на выходе генератора не превышала 120 В, поэтому пакет подавался на специальный высоковольтный усилитель 4. Максимальная амплитуда на выходе усилителя достигала 13 кВ и с помощью специального импульсного трансформатора 5 доводилась до 44 кВ при несущественном искажении формы. С трансформатора пакет импульсов поступал на электроды разрядного промежутка 6, помещенного в поток исследуемого газа. Electroдами, в частности, могут служить металлические модели или их части. Съемка велась на пленку КН-2 или КН-3 фотоаппаратом 7 Zenit-19 с открытым затвором (объектив Гелиос-44 с относительным отверстием 2,0). Контроль пакета осуществлялся электронным осциллографом 8 типа С8-11 или С8-17.

### УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ЕГО РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на установке А-1 (см. Мещеряков и др. Газодинамическая установка А-1: Отчет / ИГ СО АН СССР. Новосибирск, 1975 и работу [9]). Использовалось коническое сопло с углом полного раствора  $8^\circ$ , диаметр горла составлял 0,8 – 0,92 мм, диаметр среза сопла изменялся в пределах 22 – 32 мм. Числа Маха  $M = 9 - 9,3$ . Установка работала в режиме постоянного объема форкамеры при относительно низких начальных давлениях, когда условия для обработки треков хуже. Вход в сопло перед запуском преграждался мембраной, раскрывающейся при повышении давления до 90 – 110 атм. Рабочая часть была изготовлена из оргстекла.

Во время отладки эксперимента пришлось преодолеть трудности, связанные с пониженной плотностью газа в пограничном слое гиперзвукового потока вблизи стенки рабочей части. Разряд “предпочитал” огибать ядро потока, распространяясь вдоль стенки. Эта особенность была устранена применением заостренных электродов специальной формы, а также тщательной изоляцией подсоединяемых к электродам токоподводящих деталей внутри крепежной стойки, полностью исключающей их “несанкционированный” контакт с потоком газа.

Для исследований использовались два варианта размещения электродов. В первом варианте тонкий стержневой электрод располагался по оси потока, второй (ножевой) — на его границе. Во втором случае два тонких стержневых электрода

размещались на одинаковых расстояниях от оси, как бы обрамляя ядро потока. Чтобы первый пробой происходил на остриях, обращенных навстречу потоку, электроды вниз по течению размещались под небольшим углом друг к другу. Минимальное расстояние между электродами составляло примерно половину диаметра среза сопла. Перед экспериментом производились замеры расстояния между электродами и их положения относительно оси сопла и его среза с погрешностью не более 0,3 %.

На рис. 2, а приведена типичная фотография треков, полученных методом ЭИТ при первом варианте размещения электродов. После отладки метод ЭИТ был дополнен теневой визуализацией потока. Это дало возможность одновременно с ЭИТ измерять числа Маха и фиксировать расположение скачков уплотнения, что облегчило интерпретацию формы треков. Пример изображения, полученного по такой совмещенной методике, приведен на рис. 2, б. Слева показан срез сопла. Стержневой электрод расположен с небольшим наклоном на оси потока. Хорошо наблюдаются ударные волны, отходящие от носика электрода, и другие возмущения, приводящие к деформации поля скоростей. Ножевой электрод расположен на верхней части фотографии.

*Измерение скорости.* На фотографиях в ядре потока выделялась область перед ударной волной, сидящей на острие электрода. Для опытов № 1 – 3 (таблица) использовался первый вариант расположения электродов; эта область находилась на расстоянии 5 – 7 мм от оси потока, для опытов № 4, 5 (второй вариант) — на расстоянии 7 – 8 мм у границы ядра потока. На этом расстоянии от оси проводилась линия отсчета скорости. Точки ее пересечения с треками разрядов служили границами отсчетных интервалов. Средняя скорость потока вычислялась как  $u_0 = x_n / m(n - 1)t_c$  или  $u_0 = x(n) / mt_c$ . Здесь  $x_n$  — расстояние между  $n$  выделенными треками (точность не хуже 0,5 %),  $x(n)$  — расстояние между двумя соседними треками на  $n$ -м измеряемом отрезке,  $u_0(n)$  — местная средняя скорость,  $m$  — масштабный коэффициент фотосъемки.

Для иллюстрации возможностей метода в таблице приведены результаты пяти экспериментов. Здесь же даны начальное давление в форкамере  $P_{ф.н}$  и максимальное  $P_{ф.макс}$ , измеренное манганиновым датчиком с точностью не хуже

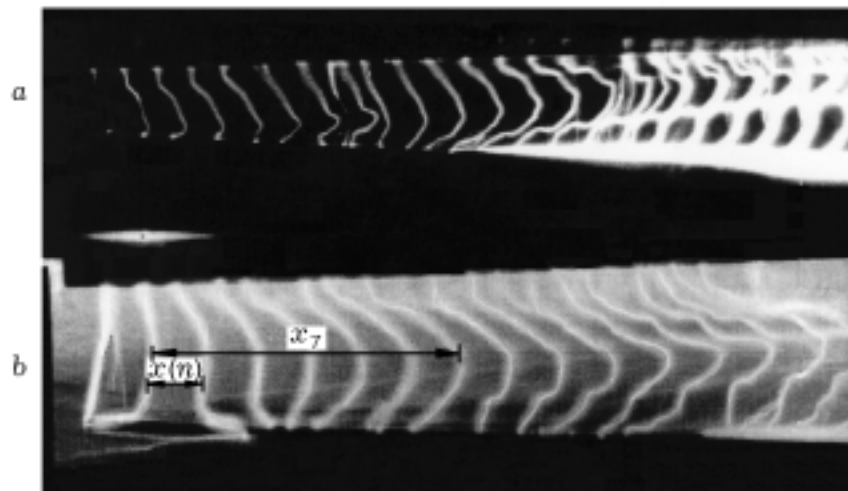


Рис. 2. Фотографии треков искровых разрядов.  
Поясн. см. в тексте.

№ экс п.	$P_{\text{фн}},$ $10^5$ Па	$P_{\text{ф}}$ max, $10^5$ Па	$T_{\text{ф}}$ max, К	$P_{\text{ф}},$ $10^5$ Па	$T_{\text{ф}},$ К	$H_{\text{ф}}^0,$ Дж/ г	$H_{\text{э}}^0,$ Дж/г	$u_0,$ м/с	$u_{\text{э}},$ м/с	$t_{\text{э}},$ мс	$\Delta H/H_{\text{э}}^0$ , %
1	8,96	1655	1218	1370	1037	1401	1241±2 4	1631	1535±1 5	4,2	12,2
2	8,91	1675	1225	940	867	1230	996±36	1528	1375±2 5	16,0	19,0
3	9,25	1560	1185	410	628	925	668±18	1324	1125±1 5	108, 2	27,8
4	8,91	1810	1252	985	870	1253	1003±4 4	1543	1380±3 0	16,2	19,9
5	9,88	1595	1176	920	917	1193	1054±4 5	1505	1415±3 0	18,0	11,6

0,5 %, время истечения  $t_{\text{э}}$  (между раскрытием мембраны перед соплом и моментом измерения скорости), давление  $P_{\text{ф}}$  и температура  $T_{\text{ф}}$  в форкамере в момент измерения скорости. Последняя рассчитывалась с помощью таблиц [2] или [3] по результатам измерения давления и температуры газа в начальном состоянии в предположении адиабатичности процессов сжатия и истечения. Приведены также энтальпия торможения  $H_{\text{э}}^0$  в наблюдаемый момент времени, вычисленная по измерениям скорости, и теоретически ожидаемые скорость потока  $u_0$  и величина энтальпии торможения  $H_{\text{ф}}^0$  в этот момент времени, рассчитанные по данным измерения давлений в форкамере при тех же предположениях.

*Измерение теплопотерь.* Как видно из таблицы, наблюдается систематическое занижение экспериментального значения скорости  $u_{\text{э}}$  по сравнению с теоретической  $u_0$ . Это объясняется потерями тепла частицами газа при прохождении их по тракту установки, который включает в себя длинный (~ 1 м) канал с диаметром сечения, меняющимся от 50 до 4,25 мм, горло сопла и его сверхзвуковую часть. В последнем столбце таблицы приведены значения относительного дефицита энтальпии торможения  $\Delta H/H_{\text{э}}^0$ . Величина  $\Delta H$  определялась как разность  $H_{\text{ф}}^0 - H_{\text{э}}^0$ . Для первых четырех экспериментов, проведенных при относительно близких начальных давлениях газа  $P_{\text{фн}}$ , можно видеть полную корреляцию  $\Delta H/H_{\text{э}}^0$  с  $t_{\text{э}}$ . Это объясняется тем, что чем большее время проходит с начала истечения, тем дальше от среза сопла находится в момент “старта” частица, которая при измерении проходит мимо электродов, и, следовательно, тем больший путь она пройдет по тракту установки, теряя тепло.

В данном случае в опыте № 1 при сжатии газа частица “стартовала” примерно в середине форкамеры (около 100 мм от горла сопла), в опыте № 2 — в конце ступени предварительного сжатия (250 мм от горла), а в опыте № 3 — практически в ее середине (более 1 м). В момент разрыва мембраны сопла первая из частиц находилась уже в узком канале между форкамерой и соплом (около 40 мм от горла сопла), вторая — недалеко от конца форкамеры (около 65 мм), а третья — примерно в ее середине (около 90 мм от горла).

Эксперимент № 5 выпадет из этой закономерности, так как он был проведен при заметно более высоком начальном давлении газа  $P_{\text{фн}}$ ; поэтому остановка

Прямые измерения скорости и числа Маха гиперзвукового потока вместе с данными о давлении торможения за прямым скачком позволяют с большей, чем традиционными методами, точностью определять остальные параметры течения.

Метод электроразрядного трассирования дает возможность относительно легко получать профили скорости течения газа и реализовать точность ее измерения не хуже 0,5 % с возможной перспективой дальнейшего повышения.

Предложенный метод позволяет с хорошей точностью найти полную энтальпию потока в точке измерения и, если известны параметры газа в форкамере, определить суммарное количество тепла, теряемое газом при его движении по тракту газодинамической установки до среза сопла.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Липман Г.В., Рошко А. Элементы газовой динамики. — М.: Иностран. лит., 1960.
2. Антанович А.А., Плотников М.А., Савельев Г.Я. Термодинамические свойства азота при высоких давлениях // ПМТФ. — 1969. — № 3. — С. 99 – 108.
3. Севастьянов Р.М., Зыков Н.А. Материалы к расчету газодинамических установок с высокими параметрами торможения азота // Тр. ЦАГИ. — 1971. — Вып. 1329. — С. 3 – 41.
4. Gregor Mc. The vapour-screen method of flow visualization // J. Fl. Mech. — 1961. — Vol. 11, No. 4. — P. 481 – 511.
5. Максимов А.И., Павлов А.А. Развитие метода лазерного ножа для визуализации потока в сверхзвуковых АДТ // Уч. зап. ЦАГИ. — 1986. — Т. 17, № 5. — С. 5 – 18.
6. Зыков П.Г., Филатов А.М., Суетин П.Е. Измерение скорости газового потока методом многократного электроискрового пробоя // ПТЭ. — 1976. — № 2. — С. 195 – 197.
7. Базелян Э.М., Ражанский И.М. Искровой разряд в воздухе. — Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1988. — 165 с.
8. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. — М.: Мир, 1968. — 339 с.
9. Пинаков В.И., Рычков В.Н., Топчийн М.Е. Возможности моделирования гиперзвуковых потоков на газодинамических установках адиабатического сжатия с высоким давлением // ПМТФ. — 1982. — № 1. — С. 63 – 69.
10. Рычков В.Н. Возможности моделирования аэрогазодинамических процессов на импульсной адиабатической установке сверхвысокого давления: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Новосибирск, 1995. — 219 с.

*Статья поступила в редакцию 13 ноября 1998 г.*